



TITLE:

観測問題の本質と解決(物性基礎論
,第41回物性若手夏の学校(1996年度
)

AUTHOR(S):

保江, 邦夫

CITATION:

保江, 邦夫. 観測問題の本質と解決(物性基礎論,第41回物性若手夏の学校(1996年度)). 物性研究 1996, 67(2): 207-216

ISSUE DATE:

1996-11-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/95941>

RIGHT:

観測問題の本質と解決

保江邦夫

ノートルダム清心女子大学情報理学研究所
E-mail: kunio@nds.ac.jp

内 容

- 1 そもそもコペンハーゲン解釈とは
- 2 観測問題のどこが問題か
- 3 すり替えられた問題
- 4 ねじ曲げられた問題
- 5 何が必要か
- 6 中込の量子オメガ構造理論
- 7 観測問題の解決
- 8 自由意志と意識（テキストには含まれない）
- 9 中込の新世界観と実在（テキストには含まれない）

基本参考文献

- [1] David Z. Albert, Quantum Mechanics and Experience (Harvard University Press, Cambridge, 1992) 邦訳予定.
- [2] Teruaki Nakagomi, "Quantum Monadology: A World Model to Interpret Quantum Mechanics and Relativity," Open Syst. Inform. Dyn. Vol. 1, 355 (1992).
- [3] Teruaki Nakagomi, "Feeling Decision Systems and Quantum Mechanics," Cybern. Syst. Intern. J. Vol. 26, 601 (1995).
- [4] Hiroomi Umezawa, Advanced Field Theory: Micro, Macro, and Thermal Physics (American Institute of Physics, New York, 1993) 邦訳あり.
- [5] Mari Jibu and Kunio Yasue, Quantum Brain Dynamics: An Introduction (John Benjamins, Amsterdam, 1995).
- [6] Mari Jibu and Kunio Yasue, "Quantum Measurement by Quantum Brain," in Z. Haba et al. (Editors), Stochasticity and Quantum Chaos (Kluwer Academic, Dordrecht, 1995).

1 そもそもコペンハーゲン解釈とは

量子力学はコペンハーゲン解釈が正統だ。物理学の世界、つまり物理学者の社会では、そういうことになっている。では、コペンハーゲン解釈とは何か。要約すれば、次の2点にまとめられる。

- C 1 他から何ら作用を受けていない（孤立した）物理系の状態は、状態空間としてのヒルベルト空間の中にシュレーディンガー方程式

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle = H |\Psi\rangle \quad (1)$$

が定める、時間係数のユニタリー変換群

$$U(t) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H t\right) \quad (2)$$

による変化を受ける。（状態の因果的・連続的变化と呼ばれる！）

- C 2 物理系についての何らかの物理量の測定がなされた場合、この物理量に対応する

状態空間上の自己共役作用素の固有値の一つが測定値として得られ、物理系の状態はその（得られた）固有値に対応する固有状態となる。（状態の縮約とか、非因果的・不連続的变化と呼ばれる！）このとき、測定時の物理系の状態が状態空間の中の規格化されたベクトル $|\Psi\rangle$ で記述される状態であれば、物理量に対応する作用素 A の固有値 a が測定値として得られる確率は、固有値 a に対応する固有状態を表す規格化されたベクトルを $|a\rangle$ として、

$$|\langle a|\Psi\rangle|^2 \quad (3)$$

で与えられる。（確率解釈と呼ばれる！）

C2の状態の縮約によれば、物理系の物理量の測定を充分短い時間間隔で2度続けて行った場合には、同一の測定値を得ることになる。（連続スペクトルを持つ作用素に対応する物理量の場合には、若干の手直しが必要となるが、ここでは触れない。）

これが、量子力学の正統派であるコペンハーゲン解釈の本質だが、これを生み出したコペンハーゲン学派が産みの苦しみを味わったことなど、今では知る人も少ない。1920年代30年代のZeitschriftを眺めると、ボーアやハイゼンベルグのまわりの人達がほとんどあらゆる可能性を真剣に検討したあげく、最終的に現実的な散乱理論からボルンが導いた確率解釈をもとにコペンハーゲン解釈が生まれた経緯がよく分かる。それに比べ、最近ではコペンハーゲン学派の物理学者達の努力にはまるで及ばない程度の議論しか見られない論文で、コペンハーゲン解釈の間違いを示し、いわゆる観測問題を解決したという話が多いのはどういうことだろうか？ 本当にコペンハーゲン解釈は間違っているのだろうか？ 観測問題というのは、いったいどんな問題なのか？ この講義では、量子力学の解釈の陰に見え隠れする「観測問題」というものに、純粹にアカデミックな立場からメスを入れていく。

2 観測問題のどこが問題か

量子力学の正統派であるコペンハーゲン解釈に異を唱える物理学者や数学者は、大きく分けて二つのグループに区別される。最大多数派である正統派にくみさない少数派というところは同じなのだが、面白いことにグループが違えば扱いはがらりと違ってくる。第1グループは天才数学者フォンノイマンや群論に強かったウィグナーなどが入っていたため、「異端派」の汚名をこうむることはなかった。しかも、確率解釈だけは正統派以上に活用し、もっぱら状態の縮約の方に攻撃の的を絞ってきた。ところが、第2グループの物理学者や数学者達は、学会での影響力や知名度といった社会的な観点から見て、決して有力者ではなかったために「異端派」のレッテルを貼られることになった。これにはドブロイやボーム、マデルング、高林、ネルソンなども入っているが、彼ら異端派の主張は第1グループよりもコペンハーゲン解釈に近かった。彼らが疑問に思ったのは、なぜ確率解釈が量子力学の原理に入ってくるのかという1点に集中される。むろん、コペンハーゲン学派の人達だって同じ疑問は持っていた。ハイゼンベルグの古い論文からも、ちゃんと異端派の人達の理論を真剣に考慮していた様子がうかがえる。それに、正統派にも異端派にも、そもそも観測問題という問題は存在しないのだ。

第1グループは、いささか駄々っ子的な議論をふっかけてくる。しかも、数学的に簡潔できれいな定式化までも用意してくるので、たちが悪い。コペンハーゲン解釈に何の疑問もはさんだことのない人でも、第1グループの議論を聞いているうちに彼らの術中にはまり、いつのまにか訳が分からなくなり、つい「観測問題」という大問題が未解決のまま残されているような気になってしまう。挙げ句の果てには、この「観測問題」を「解決」という第1グループの意気込みに押され、エールを送る輩も出る始末だ。この風潮は現在まで続き、いまだに「観測問題」を「解決」という論文が後を絶たない。そろそろ釘をさしておかないといけな時期にさしかかっているのではないか。そのためにも、第1グループの駄々っ子的な議論に没入してみよう。

彼らの観点は、一見単純そうに見える。要するに、この宇宙の中にある物質は、測定される物理系（被測定系と呼ぼう）だろうが、測定するために用いられる測定装置（測定系と呼ぼう）だろうが、あるいは測定をする人間に至るまで、量子力学の法則に従う物理系にすぎないと考えるわけだ。最初から観測者まで持ち出すと話がトンデモナイ方向に行きかねないので、まずは測定装置だけにご登場願おう。被測定系と測定系の両方を合わせて考えれば、これも電子や陽子などの量子でできた一つの孤立した物理系（全体系と呼ぼう）に他ならず、コペンハーゲン解釈の中のC1によれば、この全体系の状態は全体系の状態空間 \mathcal{H}_{tot} の中にシュレーディンガー方程式

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi_{\text{tot}}\rangle = H_{\text{tot}} |\Psi_{\text{tot}}\rangle \quad (4)$$

が定めるユニタリーな変化を受けるにすぎない。しかも、「測定」という物理的過程もこの全体系の内部での状態変化の一部であると「考え」られるため、「測定」後の被測定系の状態は「測定」という全体系の内部での状態変化を経た後の全体系の状態の一部として得られるはずである。さらに、「測定」後には被測定系と測定系の間の相互作用が消失している（これが「測定」が終わっていることの定義！）ことから、「測定」後の全体系の状態空間 \mathcal{R}_{tot} は被測定系の状態空間 \mathcal{R}_{sys} と測定系の状態空間 \mathcal{R}_{dev} のテンソル積 $\mathcal{R}_{\text{sys}} \otimes \mathcal{R}_{\text{dev}}$ になっている。

むしろ、このことは「測定」後の全体系の状態ベクトル $|\Psi_{\text{tot}}\rangle$ が、被測定系の状態ベクトル $|\Psi_{\text{sys}}\rangle$ と測定系の状態ベクトル $|\Psi_{\text{dev}}\rangle$ のテンソル積 $|\Psi_{\text{sys}}\rangle \otimes |\Psi_{\text{dev}}\rangle$ となっていることを保証するものではない。そうなるためには、被測定系と測定系の間の相互作用だけでなく、量子論的相関（コヒーレンス）もまた、「測定」後に消失していなければならない。しかし、シュレーディンガー方程式（4）により全体系の状態が変化し、たとえ短時間にせよ被測定系と測定系とが相互作用をしたのであれば、被測定系と測定系の間のコヒーレンスが消えることはない。つまり、コペンハーゲン解釈の中のC1を「素直に」全体系に適用してみたところ、「測定」によってC2の主張のようなことにはならないことが「判明」したのだ。

第1グループの人達はこれを「問題だ！」と「考え」、これを根拠に「コペンハーゲン解釈には不備がある！」と騒ぎだした。そして、彼らにとってのこの「問題」に「観測問題」という名前をつけてしまったのだ。ひとたびご立派な名前がついてしまうと、何となく深遠で哲学的な臭いがするため、いつのまにか「観測問題」という未解決の大問題が量子力学の中に残っているという「考え」が浸透してしまう。こうなると、もう手がつけられない。第1グループの人達や、たまには行列要素や断面積の摂動計算とか数値計算から離れて「基本的な」問題を扱ってみたいと考えた人達にとっては、絶好の材料に「思え」てしまう。その結果、いわゆる「観測問題」を「解決」したという論文が飛び交うことになる。

コペンハーゲン解釈を擁する正統派、つまり多数派の中には、第1グループの人達の「考え」に警鐘を鳴らす人もいるが、たいていは次のように攻め込まれて黙ってしまう：いわく、コペンハーゲン解釈、中でもC2は物理学の基本法則としては、あまりにもお粗末ではないか。そもそも、測定などという漠然とした言葉が意味するものは何なのか？ 被測定系の状態がC1で規定される変化を受けるのであれば、同じように量子の集まりでできた測定系や、あるいは被測定系と測定系を合わせた全体系の状態だって、C1が主張する変化を受けるはずだ。従って、物理学の基本法則としてはC1だけで充分、C2の主張はC1を全体系に当てはめたときに結果として出てこなければならない。この宇宙を含め、宇宙の中のあらゆる構成要素が量子であり、C1が定める基本法則と状態ベクトルについての確率解釈（確率法則）に従うというのが、量子力学の原理であるならば、C2の主張はこの原理から導かれなければならないではないか！

確かに、こうまくしたてられれば、まっとうな物理学者ほど頷くしかなくなるのも事実だ。しかし、ここで頷いたら最後だ。第1グループは畳み掛けてくる：続いていわく、しかるに量子力学の原理である状態の因果的・連続的变化と確率解釈を被測定系と測定系をひとまとめた全体系に当てはめてみても、状態の縮約と呼ばれる非因果的・不連続的变化は得られない。これは量子力学の原理を問う大問題、つまり「観測問題」だ！

というわけで、量子力学の正統派であるコペンハーゲン解釈（C1とC2）のうち、状態の因果的・連続的变化と確率解釈のみから被測定系の状態の縮約を導き出すことができないという理論的なジレンマは、「観測問題」と名付けられてしまった。そして、第1グループの人達は、測定装置や測定過程についての「物理的」に見て「もっとも」な仮説を加えることにより、測定による被測定系の状態の縮約「らしきもの」が得られる仕掛け（「観測理論」と呼ばれる！）を見つけようと躍起になっている。

3 すり替えられた問題

第1グループの人達のいう「観測問題」を「解決」する「観測理論」にはどんなものがあるのだろうか？ まずは、大御所の話（理論）を聞こうではないか。フォンノイマンやウィグナーの観測理論は、結局はコペンハーゲン解釈と変わりはない。

フォンノイマンとウィグナーの考えによれば、正しく準備された測定装置というものは、それが

たとえどんなに複雑怪奇なものであっても、次の条件を満たすはずなのだ：測定前、つまり被測定系と測定系の間に（測定のための）相互作用が初めて生じる前においては、被測定系と測定系は互いに独立であるから、それぞれの状態ベクトルを $|\Psi_{\text{sys}}^{\text{in}}\rangle$ と $|\Psi_{\text{dev}}^{\text{ready}}\rangle$ とし、全体系の状態ベクトルはそれらのテンソル積 $|\Psi_{\text{sys}}^{\text{in}}\rangle \otimes |\Psi_{\text{dev}}^{\text{ready}}\rangle$ と考えることができる。すると、その後に生じる測定のための相互作用をも含めて、全体系の状態変化は $C1$ が定めるユニタリー変換

$$U_{\text{tot}}(t) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H_{\text{tot}} t\right) \quad (5)$$

によって、 $U_{\text{tot}}(t) \left(|\Psi_{\text{sys}}^{\text{in}}\rangle \otimes |\Psi_{\text{dev}}^{\text{ready}}\rangle \right)$ と与えられる。

そこで、測定前の被測定系の状態が物理量 A の固有値 a に属する固有状態 $|a\rangle$ であるような場合を取り上げてみる。すると、測定後の全体系の状態は $U_{\text{tot}}(t) \left(|a\rangle \otimes |\Psi_{\text{dev}}^{\text{ready}}\rangle \right)$ となる。このベクトルは全体系の状態空間 $\mathfrak{R}_{\text{tot}} = \mathfrak{R}_{\text{sys}} \otimes \mathfrak{R}_{\text{dev}}$ のベクトルであるから、例えば

$$U_{\text{tot}}(t) \left(|a\rangle \otimes |\Psi_{\text{dev}}^{\text{ready}}\rangle \right) = \sum_j \sum_k \Lambda_{jk} |\psi_{\text{sys}}^j\rangle \otimes |\psi_{\text{dev}}^k\rangle \quad (6)$$

のように展開される。ここで、 $\{|\psi_{\text{sys}}^j\rangle\}_{j=1}^{\infty}$ と $\{|\psi_{\text{dev}}^k\rangle\}_{k=1}^{\infty}$ は、それぞれ被測定系の状態空間 $\mathfrak{R}_{\text{sys}}$ と測定系の状態空間 $\mathfrak{R}_{\text{dev}}$ の CNOS（完備規格直交系）である。このとき、被測定系の CNOS として物理量 A の固有状態の集合をとってみよう。

さて、この相互作用により、被測定系の物理量 A の固有値 a が測定値として得られると（「仮定」！）すれば、測定後の全体系の状態は

$$U_{\text{tot}}(t) \left(|a\rangle \otimes |\Psi_{\text{dev}}^{\text{ready}}\rangle \right) = \sum_k \Lambda_{ak} |a\rangle \otimes |\psi_{\text{dev}}^k\rangle \quad (7)$$

とならなければならない。（まあ、ここまでは許そう！）そして、測定系の物理量の中に、被測定系の状態を「測定」して得られる「測定結果」を指し示す「目盛」の役目を果たす物理量があると「考える」（これも百歩譲って、測定系にはそんな目盛代わりの物理量があるとしよう！）（たとえこっかが譲らなくても、第1グループの人達は、そもそもこれが測定系の定義だと主張するに決まっているのだ！）その物理量を P_A とすれば、目盛の数値代わりの固有値の集合は、被測定系の物理量 A の固有値の集合と 1 対 1 に対応していなければならない。さもなくば、この相互作用を測定と考えることはできない（そうな！）。

物理量 A の固有値 a に対応している物理量 P_A の固有値を p_a とし、測定系の CNOS を物理量 P_A の固有ベクトルの集合にしておけば、測定によって被測定系の物理量 A の固有値 a が測定値（つまり、目盛の数値！）として得られた場合、測定系は物理量 P_A の固有値 p_a に属する固有状態になっているはずだ（そうな！）。つまり、測定後の全体系の状態は

$$U_{\text{tot}}(t) \left(|a\rangle \otimes |\Psi_{\text{dev}}^{\text{ready}}\rangle \right) = |a\rangle \otimes |p_a\rangle \quad (8)$$

とならなければならない。これが被測定系の物理量 A を正しく「測定」する測定系と被測定系について、（それがもし本当に存在した場合の！）被測定系と測定系を合わせた全体系の状態が示すユニタリーな変化を表している。

もちろん、ここでは被測定系の状態が物理量 A の固有値 a に属する固有状態 $|a\rangle$ である場合のことしか議論していないのだが、被測定系の CNOS として物理量 A の固有状態の集合をとると考えれば、被測定系の任意の状態 $|\Psi_{\text{sys}}^{\text{in}}\rangle$ に対しても、 $|\Psi_{\text{sys}}^{\text{in}}\rangle = \sum_a \langle a | \Psi_{\text{sys}}^{\text{in}} \rangle |a\rangle = \sum_a \lambda_a |a\rangle$ と展開して

$$\begin{aligned} U_{\text{tot}}(t) \left(|\Psi_{\text{sys}}^{\text{in}}\rangle \otimes |\Psi_{\text{dev}}^{\text{ready}}\rangle \right) &= U_{\text{tot}}(t) \left(\sum_a \lambda_a |a\rangle \otimes |\Psi_{\text{dev}}^{\text{ready}}\rangle \right) \\ &= \sum_a \lambda_a |a\rangle \otimes |p_a\rangle \end{aligned} \quad (9)$$

がえられるはずだ（そうな！）。これもユニタリー変換（5）の「線形性」から明らかだ（そうな！）。そして、これこそが被測定系の物理量 A を正しく「測定」する測定系と被測定系について、（それがもし本当に存在した場合の！）被測定系と測定系を合わせた全体系の状態が示すユニタリーな変化を表していると主張するのだ！

冷静に考えれば、はなはだ都合のいい主張ばかりを組み合わせ、いつのまにか議論がすり替えられていたことが分かるのだが、まあ、ここは千歩も万歩も譲って、このようなご都合主義的なユニタリー変換を与える相互作用があったとしよう。しかし、それでも「問題」になるのは、測定装置の目盛をどうやって読みとるかということなのだ。

第1グループの主張によれば、量子力学の原理である状態の因果的・連続的变化と確率解釈を被測定系と測定系の両方に適用しなければならない。従って、測定系の目盛に対応する物理量 P_A がどういう値を持つかを読みとめるということは、「やはり、一つの」測定であり、今度は測定後の測定系の目盛の物理量を測定するための第2の測定系が必要となる。それでは、ここでまた大盤振舞をしたとして、被測定系の測定が終わってからの測定系の目盛の物理量を第2の測定系で測定するとしよう。この場合、再び第1グループの主張によれば、量子力学の原理である状態の因果的・連続的变化と確率解釈を測定系と第2測定系の両方を合わせた合成系に適用しなければならない。そして、被測定系と測定系を合わせた合成系での議論と同じ、はなはだ都合のいい主張を組み合わせることができたとしよう。これにより、測定系の目盛の物理量がどの値をとっていたかを、第2測定系の目盛の物理量の値を読みとめることにより測定することができるはずだ（そうな!）。で、それで?

結局、この議論は限りなく続き、最初の測定系の目盛を読みとめるために第2、第3、第4、といて無数の測定系を持ち出してこなければならなくなるのだが、それでも目盛が読みとれないことに変わりはない。このジレンマ（フォンノイマンの無限連鎖と呼ばれる!）に気づいたフォンノイマンは、とどのつまり、やむを得ずコペンハーゲン解釈の状態の縮約と本質的に同じ仮説を別の名前で登場させた。いわく、フォンノイマンの無限連鎖は、観測者の抽象的自我が最終的に最後の測定系の目盛の物理量を読みとめることにより終了し、被観測系の測定が完結するというのだ。観測者の抽象的自我までも考慮することにより、フォンノイマンの「観測理論」は完成し、「観測問題」は「解決」された。フォンノイマンだけでなく、ウィグナーもまた観測者の意識が「観測問題」の「解決」には不可欠だという立場をあらわにした。

4 ねじ曲げられた問題

ところが、これではコペンハーゲン解釈とそう変わらないというか、コペンハーゲン解釈を徹いり細いって分析し、書き換えたにすぎない。そもそも、コペンハーゲン解釈に出てくる「測定」というあいまいな概念を量子力学の基本法則の中から排除しようとしたにもかかわらず、「抽象的自我」や「意識」などといったトンデモナイ概念が出てきてしまったではないか。そう考えた第1グループの中の普通の人達は、天才フォンノイマンやウィグナーをかつぐのを躊躇し始め、「観測問題」は「未解決」だと主張するようになってしまった。いわく、「抽象的自我」や「意識」を持ち出したのでは「観測問題」の「正しい」「解決」にはなっていない（そうな!）。この大御所が死んでから、第1グループの人達は（自分達が強引に作った）「観測問題」をさらに強引にねじ曲げ、フォンノイマンが「抽象的自我」により測定が終了し状態の縮約が生じるとした仮説（崩壊仮説とか射影仮説と呼ばれる!）を用いないで「解決」するべきものが「観測問題」なのだと主張している。

いつの時代でも、天才達が苦しんだあげく最終的にたどり着いた結論は、なかなか凡人に理解されるものではない。ボーアやハイゼンベルグ達のコペンハーゲン解釈もそうだし、フォンノイマンやウィグナー達の観測理論もそうだ。結局、第1グループの凡人達は（衆人閑居して?）「観測問題」を（自分達がまだ突っつくことができるように）すり替えてしまった。これにより、量子力学の「観測問題」はますます混迷の色を濃くすることになる。天才フォンノイマンやウィグナーの考えに服従していた方が、無駄な議論に頭を使わないですんだかもしれない。（事実、最近になって観測者の抽象的自我や意識が測定に終止符を打つことができることを示した論文[6]も出てきたではないか!）

さて、「観測問題」をすり替え、フォンノイマンの射影仮説なしで、量子力学の原理である状態の因果的・連続的变化と確率解釈だけから（「物理的に」見て「もっとも」らしい仮定は許すとして!）観測による状態の縮約が生じることを示すのが「観測問題」の「解決」であると唱えたのはいいが、そうすると今度はまるで歯が立たない。（あたりまえだ!）そこで、第1グループの人達は「観測問題」を丸ごとすり替えようとする：いわく、量子力学の原理の一つである確率解釈によれば、我々は被測定系や測定系などの物理量や状態について「確率的」にしか知ることができない。いい換えれば、量子力学の原理は如何なる物理系に対しても、同じ状態にある多数の同じ物理系

(「確率集団」と呼ばれる!)に対する「統計的」法則を与えるだけであって、(今日の前にある!)1個の物理系での1回の「測定」に対しては、「決定的な」ことは何もいわないのだ(そうなの!)。

これは傑作だ。確かに確率論では事象に対しては「決定的な」ことは何もいわない。しかし、ちゃんと確率についていっているではないか。天気予報では明日の天気を「確率的」にしか知ることができないということを、天気予報は同じ状態にある多数の同じ「明日の天気」に対する「統計的」法則を与えるだけであって、1個の「明日の天気」の1回の「予報」に対しては、「決定的な」ことは何もいわないのだと理解する人達には、そもそも天気予報など必要ないことになる。明日の午後の降水確率が80%だと予報されれば、僕ならちゃんと傘を用意する。たとえ、1個の「明日の天気」の1回の「予報」ではあっても。

確率の概念を(第1グループの人達がやったように)さも統計的な概念として「理解」しなければ意味がないと主張するのは、大学や大学院で物理学を専攻する若い人達にまともな確率論の講義がなされなかったせいかもしれない。確かに、現在に至るまで、確率概念が古式豊かな気体運動論や統計力学の講義の中で、統計と区別されることなく細々と教え込まれ続けてきた。昔と違って、今では数理物理学をやっている人達の中にも、ほとんど確率論プロパーの人もいるというのに。(まあ、いまだに日本物理学会の中に数理物理学の分科会がないことを見れば、これも無理のないことかもしれない!)とにかく、第1グループの人達は、量子力学の確率解釈を「統計」解釈にすり替えたのだ。というよりも、彼らがいう「観測問題」を「解決」するには、話を統計の場に引きずり込んでおかない限り、他に手はないというのが本音だろう。

こう主張した第1グループの人達は、これ幸いとフォンノイマンが量子統計力学を整備するときに持ち出した密度行列、つまり統計作用素を持ち出してきた:いわく、量子力学の原理は如何なる物理系に対しても、同じ状態にある多数の同じ物理系に対する「統計的」法則を与えるだけであるのだから、統計作用素で記述するのが正統である(そうなの!)。まあ、ここまで黙って(でもないか?)つき合ってきたのだから、これにも気前良く目を瞑ってやろう。すると、測定後の被測定系と測定系を合わせた全体系の「状態」は統計作用素

$$\rho = \left(\sum_a \lambda_a |a\rangle \otimes |p_a\rangle \right) \left(\sum_a \bar{\lambda}_a \langle a| \otimes \langle p_a| \right) \quad (10)$$

で記述されることになる。ところが、この統計作用素は

$$\rho = \sum_a \sum_b \lambda_a \bar{\lambda}_b (|a\rangle \langle b|) \otimes (|p_a\rangle \langle p_b|) \quad (11)$$

となり、(とうぜんだが!)状態の縮約を与えていない。

いうまでもなく、フォンノイマンが無限連鎖を断ち切るために仮定した「抽象的自我」による最終的測定に起因する射影仮説にご登場願えば、この統計作用素も

$$\rho = (|a\rangle \langle a|) \otimes (|p_a\rangle \langle p_a|) \quad (12)$$

となり、統計作用素で記述しても、フォンノイマンやウィグナーのいう「観測問題」は解決したことになる。しかし、フォンノイマンやウィグナーとは決別した第1グループの人達にとっての「解決」のためには「抽象的自我」と射影仮説なしに状態の縮約が生じることが必要だ。ところが、彼らにもそれが無理なことが分かったとみえて、またまた「観測問題」をねじまげようとする。黙ってつき合うのもいいかげん飽きてきたが、ここはもう少しだけバカになったつもりで辛抱しよう。

いわく、量子力学の原理は如何なる物理系に対しても、同じ状態にある多数の同じ物理系に対する「統計的」法則を与えるだけであるのだから、統計作用素で記述するのが正統である。従って、状態の縮約を正しく「表現」する統計作用素は(12)などではなく、

$$\rho = \sum_a |\lambda_a|^2 (|a\rangle \langle a|) \otimes (|p_a\rangle \langle p_a|) \quad (13)$$

でなければならない(そうなの!)。これは、「抽象的自我」が最終的に測定値を読みとる「直前」の被測定系と測定系を合わせた全体系の状態であるはずなのだ(そうなの!)。そして、全体系の状態がこのような被測定系との間の相互作用を「実現」する測定系の作用を「非選択的測定」と名付け、そもそも「観測問題」で扱う「測定」とは「非選択的測定」でなければならないと、またまたねじ曲げてしまった。まあ、こうしておけば、「抽象的自我」や「意識」が測定に積極的に終止符を打つのではなく、あくまで測定装置による「非選択的測定」によって測定の本質的な部分は終了してしまっていて、その後「抽象的自我」だろうが「意識」だろうが「非選択的測定」の結果(寂しく!)取り残された、互いに排他的な事象の集まりの中からたまたま実現されたものを「知る」ことにより、射影仮説(12)と同じ結果を得られると主張できる。

それに、統計作用素(11)と(13)を比べてみると、この「非選択的測定」というやつは統計作用素(11)の非対角成分を消す働きをするものであればよいわけだ。しかも、ここまでで議論を止めておけば、(本当はこれが一番大事なことなのだが!)測定系の目盛を誰がどうやって読み取るとるかなど、それこそ知ったことではない。「観測問題」とは、如何にして統計作用素(11)の非対角成分を消すかを考える「問題」であり、非対角成分を消す理屈を(「現場」の物理学にとって「もっとも」な範囲の中で!)与えてくれるのが「観測理論」なのだ(そうな!)(しかし、こんなことなら「現場」の物理学の中には、大昔から「乱雑位相近似」なるうまい理屈があったではないか!)

むろん、このままでは非対角成分は消えるはずもない。そのため、第1グループの人達の考え出す「観測理論」は、「物理的」に見て「もっともらしい」仮定により、何らかの都合のよい極限操作や平均操作を取ることができる自由度を、測定系の方に附加するというハナレワザをやったのけるものばかりになっている。まあ、ここまで問題をすり替えてきたのだから、せめて最後までともにスパッと極めてもらいたいが、そこまでいうと身も蓋もない。第1グループの人達は、量子力学の原理の理論的枠組自体の哲学的分析や理論的整合性などから考えをおこして、「観測問題」のどこに「問題」があるのかなどについて見ていくことなど、まるで興味はないのだろう。それよりも、メソスコピックな物理とか最先端技術などにより「観測問題」はやっと「現場」の物理学であつかえる「問題」になったのだから、「現場」で「もっともらしい」と思える「アイデア」を取り入れて「理解」していくのが「現場」の物理学者の進むべき道だと信じている。

しかし、いったいつから「現場」の物理学の方が理論物理学の基礎よりも優先するようになってしまったのだろうか? 「現場」にとらわれていては、いつまでたってもディラック方程式を手に入れることなどできなかつただろうに。

5 何が必要か

ここまで書いたところで、少し飽きてきたので今朝郵送されてきた「素粒子論研究」92巻6号(1996年3月)をパラパラとめくってみた。すると、またまたあるではないか、観測問題の論文が。まあ、他のと似たようなものだろうと思い、読み飛ばすつもりだったが、タイトルに「超準解析」の文字があるのを見て、つい読んでしまった。(実は大昔に超準解析で場の量子論をやる話を論文にしたことがあるので、懐かしかったのだ!)書いたのは小林庸浩さんだが、読んでみると、「観測問題」の問題点をよく洗い出しているし、一つの実数に無限に近い超準数の集合をギャラクシー(銀河)と呼ばないで「モナド」としてある点なども、本質的なところで中込君の量子オメガ構造理論(文献[2]にあるとおり、中込君のオリジナルな命名は「量子モナド理論」だった!)に近い。(小林さんが「さん」で、中込君が「君」なのは、単に中込君が僕の大学院の同級生だったことと、残念ながら小林さんとは面識がなかったことを反映しているにすぎない!)しかも、論文の最後に示されている小林さんのスタンスには、無条件に賛成できるし、久しぶりにパンチの効いたセリフに会えた気がする。是非にも大きく引用させていただく:

・・・日本人から出されるもっとも多い質問は、「何か新しいことがわかるのですか?」というものである。私が、「残念ながら今の所新しい現象に適用できる結果は出ていません」と答えると、質問者は「さもなりなん」とうなずき、そして、安心する。・・・又「そのやり方は、量子力学でも適当な量を選び、上手に極限操作をすれば出てくる話ですね。」これも日本人に多い質問である。適当とは、上手とは、何なのかわからないので、「まあ、そうかもしれませんね」といい加減に答えておく。そして、この二つの質問を寄せられるたびに思う。物理を、問題を解くための単なる計算技術として考えている物理技術者がなんと多いことなのかと。自然に対する認識、自然を全体として把握しようとする物理の哲学的立場など、全く無用の長物ということなのだろう。私は強調しておきたい。場当たりの手法でなく、一つの統一した考えで全体を眺めることで各問題に対する見通しがどれだけ良くなるかということをする・・・

話を観測問題に戻そう。そのためには、もう一度コペンハーゲン解釈に立ち戻って見なければならぬ。第1グループの人達が(深く考えないで、「現場」に合わせて勝手に!)はずそうとした状態の縮約を含むC2の主張にある「測定」とはいったい何を意味するのだろうか? 「現場」の物理学に終始するよりも、この意味を深く考えていくことの方が、はるかに重要だ。(小林さんの

スタンスに注目！) コペンハーゲン解釈の中に測定という一見曖昧な概念が出てくる意味をきちんと理解することができれば、第1グループの「観測問題」には何が欠けていて問題になり、その「解決」には何が必要かが分かるはずだ。そもそも、状態の縮約とは次のことだった：

物理系についての何らかの物理量の測定がなされた場合、この物理量に対応する状態空間上の自己共役作用素の固有値の一つが測定値として得られ、物理系の状態はその(得られた)固有値に対応する固有状態となる。

ここでいう「物理系」とは、当然ながら量子力学の理論体系で取り扱われるべき物理系を意味する。従って、ここに出てくる「物理量」とは、この物理系を量子力学で取り扱うときの状態空間の上で定められた自己共役作用素として記述される。ここまでのところは、全く曖昧さは見られない。では、量子力学の中でこのように定められた物理学の「測定」とはどのようなことなのだろうか？ コペンハーゲン解釈のどこを見ても、この「測定」について規定したところはない。そして、まさにこの曖昧だとしか考えられない部分が、第1グループの人達の標的になったのだ。

大御所フォンノイマンとウィグナーが示したことは、この「測定」をも量子力学の理論体系で取り扱おうとする限り、無限連鎖のジレンマに陥り、いつまでたっても「測定」を規定することすらできない。「測定」の意味を量子力学の理論体系の中に強引に求めるためには、今度は「抽象的自我」や「意識」を持ち出さざるを得ないことになってしまった。いわく、フォンノイマンとウィグナーの「観測理論」は、コペンハーゲン解釈の中で曖昧にされていた「測定」の意味を、量子力学の理論体系の中に「正しく」見出すことに成功したのだ。

ここまでは、(その後すり替えられ、ねじ曲げられた「観測理論」に比べれば)確かにまともな「観測理論」だった。ただし、「測定」の意味は一応その「観測理論」の中で分かったことになったのだが、今度は「抽象的自我」とか「意識」という新手の曖昧なものが登場してしまった。つまり、「測定」の意味を量子力学の理論体系の中に求めた途端、別の意味不明の概念が現れてくるのだ。本当は、このあたりで量子力学の理論体系というものの特異性に気づかなければならなかった。これに気づいていたボーアやハイゼンベルグ、さらにはフォンノイマンやウィグナー達であったからこそ、それぞれコペンハーゲン解釈、あるいは(フォンノイマンとウィグナーの)「観測理論」で止めていたのだ。そして、これに気づくことのなかった「現場」の物理学者達が、「観測問題」をすり替え、ねじ曲げたあげく、その本質を汚れたスモッグの彼方に追いやってしまったわけだ。(そのくせ、自分達がまき散らしたスモッグに「コペンハーゲンの霧」などという名前まで、勝手に付けて美化してしまった！)

では、そもそも「観測問題」を茶番化している量子力学の理論体系に固有な特異性とはどのようなものなのだろうか？ ここまでくれば、もうお分かりだろうが、それは量子力学の理論体系が閉じていないため、量子力学の理論体系の外にある概念、つまり量子力学の理論体系の中では絶対に取り扱うことができない概念を持ち出してこない限り整合性が保証されていないということなのだ。そして、この量子力学の理論体系の外にある概念の一例が、コペンハーゲン解釈における「測定」であったり、フォンノイマン・ウィグナーの「観測理論」における「抽象的自我」や「意識」であった。

この量子力学の理論体系に固有な特異性を無視して、全てを量子力学の理論体系の中で閉じた議論に持ち込もうとするその後の第1グループの人達のやり方では、既に見てきたとおり「観測問題」自体をすり替えたりねじ曲げたりしない限り、「観測問題」を解決することはできない。「観測問題」の解決には、量子力学の理論体系の外にある概念の導入が必要不可欠なのだ。

結局のところ、量子力学の理論体系に固有の特異性に気づくこと、これがその後の第1グループの人達の認識の中に欠けていたため、「観測問題」が「問題」になっていたことが分かった。さらには、どうしても「観測問題」を「解決」したければ、量子力学の理論体系の外にある何らかの概念の導入が必要となることも分かった。

この歴然とした事実をふまえた上で、「現場」の場当たりのやり方ではなく、ちゃんと量子力学の理論体系に固有な特異性を考慮し、その特異性を解消するために導入されるべき、量子力学の理論体系の外にある概念として最も普遍的なものが満たすべき数学的な構造を明らかにしてくれた理論が、既に1992年に一人の日本人物理学者によって提唱されていたことは、我々日本人にとって大変に喜ばしいことである。これが、中込照明君の「量子オメガ構造理論」なのだが、残念なことに、コペルニクス大学滞在中に仕上げられた彼の論文が掲載されたのがポーランドの英文雑誌であったため、多くの人の目を引くところとはならなかった。(それに、中込君はとてもシャイな人なので、第1グループの人達とは違い、あまり自己宣伝をするのが得意ではなかったのだ！)

そこで、この講義の後半では、量子オメガ構造理論について(シャイな！)中込君に代わって解説することにする。量子オメガ構造理論は、「観測問題」の解決に必要な不可欠な、量子力学の理論体系の外にある概念が満たすべき、一つの普遍的な数学的構造(量子オメガ構造と呼ばれる！)を

与えてくれるのだが、この意味で小林さんの超準解析を使った理論も一つのモデルとして含むと考えられる。小林さんの理論でも、ちゃんと量子力学の理論体系の外の概念として無限小や無限大の数が超準解析の手法によって導入されている。中込君の量子オメガ構造理論では、より普遍的な数学的構造を扱うことができるため、そこに相対論的共変性などの対称性を入れることにより、量子力学の理論体系と（特殊）相対性理論との整合性をも勝ち取ることができた。また、量子オメガ構造の中に許される、各々の量子オメガ要素における基準系の確率的な選択の自由度が自由意志の存在を保証し、量子オメガ要素が持つ自由意志の集合により意識が形作られることも示されるが、これについての解説は他の機会に譲ることにしたい。

6 中込の量子オメガ構造理論

許された紙数が尽きようとしている。とりあえず、量子力学の理論体系の外に存在すべき最も普遍的な数学的枠組としての、量子オメガ構造なるもののエッセンスを見ていくことにする。

量子オメガ構造理論は、我々の実在世界についての一つの数学的なモデル、即ち一つの世界観を与えてくれる基礎理論の中でも、おそらく最も洗練されたものと考えられる。この世界モデルでは、実在世界は量子オメガ要素と呼ばれる要素が有限個（その数を N としておこう！）集まってできたものである。個々の量子オメガ要素は記号 ω で表され、その集合である世界は Ω で表される。この世界 Ω には、次のような構造（量子オメガ構造と呼ぼう！）が与えられている。

- S 1 世界 Ω には、一つの順序関係 \leq （当然逆向きの関係 \geq も誘導される！）が入った順序集合 C が付随する。集合 C は世界時計と呼ばれ、その要素は世界時と呼ばれる。（任意の二つの世界時 σ と σ' に対して、 $\sigma \leq \sigma'$ かつ $\sigma \neq \sigma'$ のときには、 $\sigma < \sigma'$ あるいは $\sigma' > \sigma$ と記すことにしよう！）
- S 2 世界 Ω には、一つの測度空間 \mathfrak{F} が付随する。すなわち、集合 \mathfrak{F} の可測な部分集合の全体が作る σ -代数の上で定義された測度 ρ が存在する。測度空間 \mathfrak{F} は世界アトラスと呼ばれ、測度空間 \mathfrak{F} の要素は世界地図とか基準系と呼ばれる。（この構造により、測度空間 \mathfrak{F} の上で定義された可測関数の積分が定義できることになる！）
- S 3 世界 Ω の各々の要素には、一つのヒルベルト空間 H が付随する。これは量子オメガ要素の状態空間と呼ばれる。また、 N 個の状態空間のテンソル積で定義されるヒルベルト空間 $H_\Omega \equiv \bigotimes_{\omega \in \Omega} H$ を世界 Ω の状態空間と呼ぶ。（簡単のために、ヒルベルト空間の内積は、全て記号 $\langle \cdot, \cdot \rangle$ で表すことにしよう！）
- S 4 世界時計 C の中の各々の世界時 σ 及び世界アトラス \mathfrak{F} の中の各々の基準系 f に対して、世界時の 1 径数族 $\{\tau_\theta(\sigma, f) | 0 < \theta < \infty\} \subset C$ で、任意の二つの実数 $0 < \theta < \xi < \infty$ について $\tau_\xi(\sigma, f) > \tau_\theta(\sigma, f) > \sigma$ となるものが存在する。（この構造により、一つの基準系 f と世界時 σ が与えられたならば、その後の世界時の進み具合は一つの正の実数径数 θ （時間経過と呼ぼう！）によって、連続的に径数づけられるようになる！）
- S 5 世界アトラス \mathfrak{F} の各々の基準系 f にはそれぞれの状態空間 H の上で定義された一つの有界な自己共役作用素 $Q(f)$ が付随し、

$$\int_{\mathfrak{F}} Q(f) d\rho(f) = I \quad (14)$$

の形の単位（作用素）の分解を与える。（この単位の分解は、個々の量子オメガ要素の基準系を選択することができることを保証する！）

- S 6 世界アトラス \mathfrak{F} の各々の基準系 f には、世界の状態空間 H_Ω の上で

$$Q_\omega(f) \equiv \bigotimes_{\varpi \in \Omega} J_{\omega\varpi}(f) \quad (15)$$

によって定義された一つの有界な自己共役作用素 $Q_\omega(f)$ が付随する。ここで、

$$J_{\omega\varpi}(f) \equiv \begin{cases} I & \text{if } \varpi \neq \omega \\ Q(f) & \text{if } \varpi = \omega \end{cases} \quad (16)$$

である。（早い話、

$$Q_\omega(f) = I \otimes I \otimes \cdots \otimes I \otimes Q(f) \otimes I \otimes I \otimes \cdots \otimes I \quad (17)$$

となる！)

- S 7 世界時計の任意の相前後する世界時 $\sigma \leq \sigma'$ に対して、世界の状態空間 H_Ω の上で定義されたユニタリー作用素の 1 径数族 $\{\Gamma(\sigma', \sigma) | \sigma' \geq \sigma\}$ が存在し、

$$\begin{cases} \Gamma(\sigma, \sigma) = I \\ \Gamma(\sigma'', \sigma) = \Gamma(\sigma'', \sigma') \Gamma(\sigma', \sigma) \quad \text{for } \sigma'' \geq \sigma' \geq \sigma \end{cases} \quad (18)$$

なる性質を示す。(このユニタリー作用素の 1 径数族は、世界の状態空間 H_Ω の中に、一つの運動の流れを定める！)

以上の構造が量子オメガ構造と呼ばれるものである。そして、量子オメガ構造を持つ我々の世界 Ω には、次のように定められる変数と変化が存在する。

- V 1 世界 Ω の状態空間 H_Ω の中の規格化されたベクトルの値を取る変数 Ψ は、世界状態と呼ばれる。(世界情勢ではない！)
- V 2 世界時計 C の中の世界時の値を取る変数 Σ は、世界標準時とか標準時と呼ばれる。
- V ω 世界 Ω の各々の量子オメガ要素 ω に対して、世界アトラス \mathfrak{A} の中の基準系の値を取る変数 F_ω は、量子オメガ要素 ω の固有基準系と呼ばれる。
- D 1 世界 Ω の各々の量子オメガ要素 ω は、世界標準時 Σ の値が変わるごとに、世界アトラス \mathfrak{A} の中の一つの基準系 f と一つの時間経過 θ を選択する自由度を持つ。この選択は次の確率法則により規定される傾向を持つ不確定事象であり、また他の量子オメガ要素の選択とは(確率的に)独立な事象となる：

$$\begin{aligned} & \Pr(f \in df, \theta \in d\theta) \\ &= \mu e^{-\mu\theta} \langle \Gamma(\tau_\theta(\Sigma, F_\omega), \Sigma) \Psi, Q_\omega(f) \Gamma(\tau_\theta(\Sigma, F_\omega), \Sigma) \Psi \rangle d\theta d\rho(f) \end{aligned} \quad (19)$$

ここで、 $\mu > 0$ は量子オメガ構造に固有な普遍定数であり、 $\mu \approx 10 \text{ sec}^{-1}$ と予想される。(中込定数と呼ぼう！)

- D 2 世界状態 Ψ 、世界標準時 Σ 、及び各々の量子オメガ要素の固有基準系 F_ω は、次の代入法則により規定される変化を示す：

$$\begin{aligned} \Psi &:= n Q_{\omega_0}(f_0) \Gamma(\tau_{\theta_0}(\Sigma, F_{\omega_0}), \Sigma) \Psi \\ \Sigma &:= \tau_{\theta_0}(\Sigma, F_{\omega_0}) \\ F_\omega &:= \begin{cases} f_0 & \text{if } \omega = \omega_0 \\ F_\omega & \text{if } \omega \neq \omega_0 \end{cases} \end{aligned} \quad (20)$$

ここで、 ω_0 は最小の時間経過 θ_0 を選択した量子オメガ要素であり、 f_0 はその量子オメガ要素が選択した固有基準系である。また、記号 $:=$ は右辺で定められた値で、左辺の変数の値を更新する手続きを表す代入法則を表し、 n は規格化定数である。

手続き型の方程式が物理学で登場することは珍しいが、この方程式(中込方程式と呼ぼう！)が、物理現象を含め、我々の実在世界における全ての変化を表す基本法則を与えてくれるのだ。従って、量子力学(場の量子論を含む！)も相対性理論も、この基本法則に含まれることになる。当然だが、量子力学単体の理論体系とは違い、この量子オメガ構造理論の体系は閉じているため、観測問題を被測定系と測定系の間の相互作用として取り扱う場合にも、何らの曖昧な概念や場当たりの近似を導入することなく解決し、コペンハーゲン解釈でいう状態の縮約や、フォンノイマンとウィグナーの「観測理論」でいう射影仮説を理論的帰結として導出することが可能となる。

7 観測問題の解決

ちょうど紙数が尽きた、後は講義でのお楽しみとしよう。(まあ、ここまでお披露目しておけば、腕力による計算で脳味噌が筋肉化している人でなければ、中込の量子オメガ構造理論の中のどの部分が効いて、観測問題をうまく片づけることができるのか、自分で見当がつくだろう。)